

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ  
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ  
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

**В. І. Ільченко, Т. Ю. Обухова**

# **ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ**

## **КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ**

### **(ЧАСТИНА І)**

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського  
як навчальний посібник для студентів,  
які навчаються за спеціальністю 153 «Мікро- та наносистемна техніка»,  
освітньою програмою «Мікро-та наноелектроніка»*

Київ  
КПІ ім. Ігоря Сікорського  
2020

Рецензент: *Казміренко В.А.*, доцент кафедри електронної інженерії, к.т.н.,  
доцент

Відповідаль- *Орлов А. Т.*, в.о. завідувача кафедри мікроелектроніки, канд.  
ний редактор техн. наук., проф.

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол № 10 від 18.06.2020 р.)  
за поданням Вченої ради факультету електроніки (протокол №05/2020 від 25.05.2020 р.)*

Електронне мережне навчальне видання

*Ільченко Валентин Іванович*, канд. техн. наук, доц.

*Обухова Тетяна Юріївна*, канд. техн. наук.

# ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ

## КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

### (ЧАСТИНА І)

Фізика напівпровідників: Конспект лекцій (Частина І)[Електронний ресурс] : навч. посіб. для студ. спеціальності 153 «Мікро- та наносистемна техніка», освітньої програми «Мікро-та наноелектроніка»/В. І. Ільченко, Т. Ю. Обухова.; КПІ ім. Ігоря Сікорського – Електронні текстові данні (1 файл: 2,97 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2020. – 26 с.

Відповідно до навчальної програми дисципліни «Фізика напівпровідників» до курсу віднесені питання, що потребують поглибленого вивчення фізичних явищ у екстремальних умовах дії сильних електричних і магнітних полів на напівпровідники. Посібник містить теоретичні відомості щодо поведінки напівпровідників в сильних електричних полях та питання для самоконтролю до кожного розділу, що забезпечує можливість студентам самостійно оцінити рівень засвоєння матеріалу.

© В.І. Ільченко, Т.Ю. Обухова, 2020

© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2020

## ЗМІСТ

<b>1. ВЛАСТИВОСТІ НАПІВПРОВІДНИКІВ У СИЛЬНИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛЯХ .....</b>	<b>4</b>
1.1. Загальні положення .....	4
1.2. Основні положення теорії фононного розсіювання .....	6
1.3. Непружність розсіювання. ....	7
1.4. Слабкі електричні поля. ....	9
1.5 Розігрівання електронного газу. Перше критичне поле.....	11
1.6 Друге критичне поле. Розсіювання на оптичних фононах.....	13
Контрольні питання для самоперевірки до розділу 1 .....	15
<b>2. КОНЦЕНТРАЦІЙНІ ЕФЕКТИ СИЛЬНОГО ПОЛЯ. ....</b>	<b>16</b>
2.1. Ударна іонізація. ....	16
2.2. Тунельний ефект .....	19
2.3. Термоелектронна іонізація (ефекти Френкеля і Пуля).....	21
Контрольні питання для самоперевірки до розділу 2 .....	23
<b>ВИСНОВКИ.....</b>	<b>24</b>
<b>СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ.....</b>	<b>26</b>

# 1. ВЛАСТИВОСТІ НАПІВПРОВІДНИКІВ У СИЛЬНИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛЯХ

## 1.1. Загальні положення

У сильних зовнішніх електричних полях спостерігається залежність ефективної маси, мобільності, часу релаксації, концентрації носіїв заряду від напруженості електричного поля.

*У будь-якому із цих випадків зовнішнім проявом сильного електричного поля є відхилення від закону Ома – порушується пряма пропорційність у залежності щільності струму від напруженості електричного поля.*

Для побудови зрозумілої фізичної моделі процесів у сильних електричних полях у першу чергу необхідно **виключити тепловий ефект струму** – підвищення температури напівпровідника за рахунок виділення теплоти Джоуля, який стає особливо помітним у сильних полях.

Виходячи з цього, фізичні моделі процесів розглядають у **ізотермічних умовах** – теплота Джоуля повністю розсіюється у зовнішнє середовище і температура кристалічної ґратки залишається постійною (температура фононного газу  $T_{\text{ф}} = \text{const}$ ), незалежно від енергії, яку отримують носії заряду від електричного поля.

Фононний та іонний механізми розсіяння в умовах слабких електричних полів були розглянуті у курсі «Фізика твердого тіла». Електрони розсіюють не рівноважну енергію на подовжніх довгохвильових акустичних фононах ( $LA$ ) і у потенціальному полі іонізованих домішок.

У сильних електричних полях фононне розсіяння стає домінуючим механізмом енергетичного обміну між електронним і фононним газами. Іонне розсіяння в умовах високих енергій стає мало ефективним.

Загальний вигляд фононних спектрів деяких ковалентних напівпровідників показаний на рис.1.

Розглянемо більш детально особливості фононного спектру ковалентних напівпровідників (рис.1 і 2).

Коливання типу  $LA$  – синфазні гармонічні зміщення атомів, що супроводжуються деформаціями стиску і розтягу атомних ланцюжків та локальними змінами об'єму кристала. Напрямки зміщення атомів і розповсюдження хвилі паралельні (подовжні хвилі). Швидкість розповсюдження таких хвиль (гуртова швидкість подовжніх фононів):

$$\frac{d\omega_q}{dq} = \text{tg}\alpha = v_{\text{фон}} \quad (1.1)$$

У діапазоні значень  $q$  у якому  $\omega_q$  прямо пропорційна  $q$  (довгохвильові акустичні фоони) гуртова швидкість відповідає швидкості звуку  $v_{\text{зг}}$  в твердому тілі, яка від температури практично не залежить:

$$v_{\text{фон}} = v_{\text{зг}} = \frac{\omega_q}{q} = \text{const} \quad (1.2)$$

У кількісному вимірі для більшості металів і напівпровідників  $v_{\text{зг}}$  має значення у діапазоні  $(4,5 \dots 6) \cdot 10^3$  м/с, виняткові значення швидкості мають **Si**  $v_{\text{зг}} = 9,15 \cdot 10^3$  м/с та **C** (алмаз)  $v_{\text{зг}} = 18,3 \cdot 10^3$  м/с.

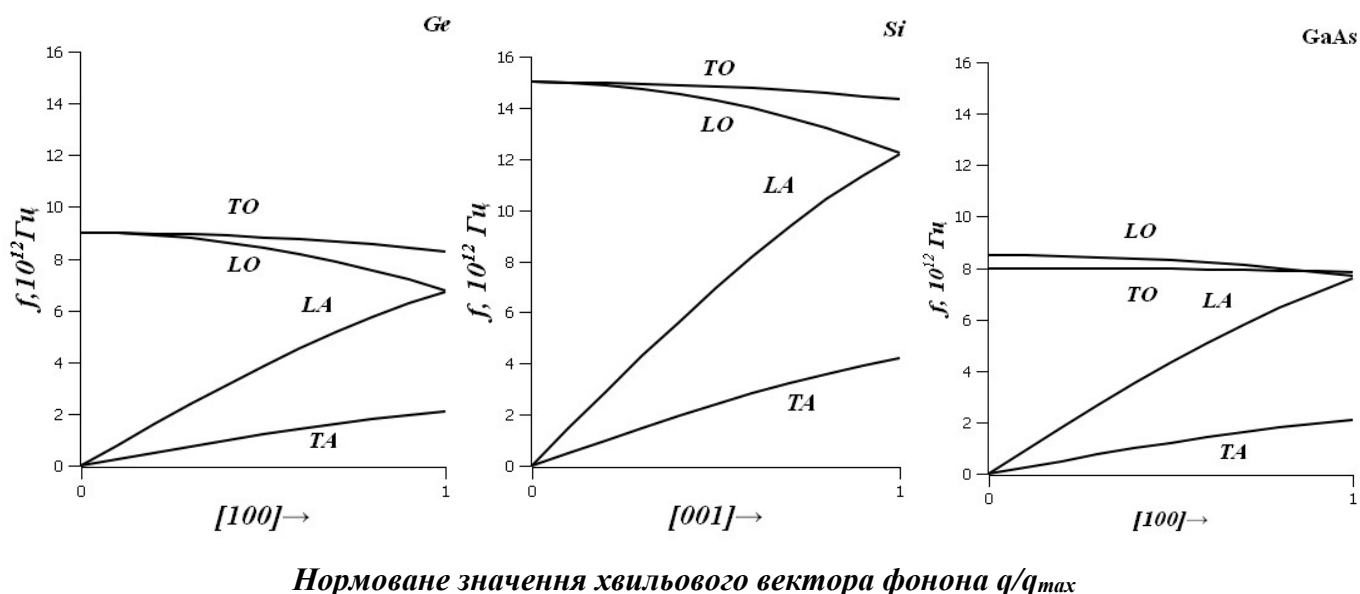


Рис. 1 Фононні спектри теплових коливань атомів Ge, Si, GaAs

Коливання типу **ТА** – синфазні гармонічні зміщення атомів, що супроводжуються зсувними деформаціями без зміни відстані між атомами. Напрямки зміщення атомів і розповсюдження хвилі ортогональні (поперечні хвилі). Швидкість розповсюдження таких хвиль (гуртова швидкість розповсюдження поперечних акустичних коливань) у 2 – 3 рази менша швидкості подовжніх хвиль.

Обов'язковою умовою появи оптичних коливальних мод у фононному спектрі є наявність у структурі елементарної комірки не менше 2-х атомів. Для більшості елементарних напівпровідників зі структурою алмаза та бінарних сполук зі структурами сфалериту або вюрциту ця умова виконується.

Коливання типу **ЛО** – протифазні гармонічні зміщення атомів у межах елементарних комірок із частотою  $\omega_0$ , що супроводжуються деформаціями стиску і розтягу уздовж напрямку валентного зв'язка у межах елементарної комірки без зміни положення її центра маси. Гуртова швидкість розповсюдження у подовжніх оптичних фононів відсутня ( $\frac{d\omega_0}{dq} \approx 0$ ), фазова є:  $v_{фаз} = \frac{\omega_0}{q} \neq 0$  (стоячі хвилі).

Коливання типу **ТО** – протифазні гармонічні поперечні зміщення атомів відносно напрямку валентного зв'язка у межах елементарних комірок без зміни положення їх центрів маси. Гуртова швидкість розповсюдження у поперечних оптичних фононів відсутня, фазова є (стоячі хвилі).

Помітна генерація оптичних фононів та їх участь у фононному розсіянні починається із значень температур, вищих за температуру Дебая.

Значення енергії оптичних фононів  $\hbar\omega_0$  та температури Дебая  $\theta_D$  для деяких напівпровідників наведені у таблиці 1.

Таблиця 1

Напівпровідник	$\hbar\omega_0$ , eV	$\theta_D$ , K
GaAs	0,035	408
Ge	0,037	430
Si	0,055	730

Дані, наведені у таб.1, свідчать про те, що енергія оптичних фононів у 1.5 – 2 рази більша за середню енергію  $k_B T_\phi = 0,026$  еВ, відповідну 300 К, тому збудження оптичних фононів за кімнатних температур мало імовірне. Температура Дебая  $\theta_D$ , яка за фізичним змістом є температурою, вище якої збуджуються теплові коливання атомів усіх можливих для даного твердого тіла частот, виявляється значно вищою за 300 К. Зважаючи на це, висновок такий: у діапазоні кімнатних температур оптичні фонони практично відсутні.

## 1.2. Основні положення теорії фононного розсіювання

Фононне розсіяння – результат взаємодії носіїв заряду із тепловими коливаннями атомів, які є *динамічними (рухомими) дефектами*. Цей механізм „працює” у всьому діапазоні температур існування твердого тіла.

**2)1)** Теплові пружні коливання атомів типу  $LA$  супроводжуються гармонічною зміною відстані між атомами, що, у свою чергу, впливає на енергію валентних зв’язків і енергетичний спектр електронів у цілому. Іншими словами, ***відбувається модуляція енергетичного спектра і у складі повної енергії електронів з’являється енергія теплових коливань атомів – деформаційний потенціал  $w(r,t)$  (рис. 2).***

Мінімальна довжина пружних хвиль у атомній дискретній періодичній структурі становить  $\lambda_{\min}=2a$ , де  $a$  – відстань між атомами. Таким чином, довжина пружних теплових хвиль квантована і може змінюватися лише цілократно  $\lambda_{\min}$ . Відповідно і модуль хвильового вектора  $q = \frac{2\pi}{\lambda}$  квантований. Частоти теплових коливань  $\omega_q$  і їх енергії  $\hbar\omega_q$  також квантовані.

**3)2)** У сукупності, вище вказані параметри теплових коливальних процесів характеризують як наявність ***квазічастинок – фононів***, енергія яких  $\hbar\omega_q$  розглядається як ***квант теплової енергії*** коливань із частотою  $\omega_q$  і хвильовим вектором  $\vec{q}$ .

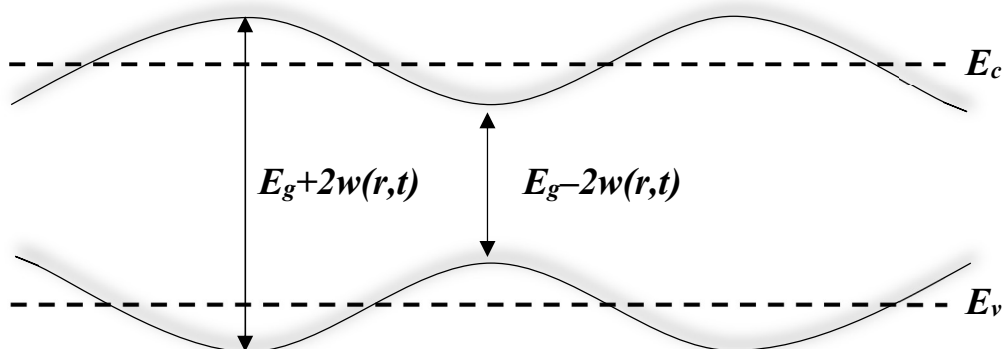


Рис. 2. Модуляція енергетичного спектру подовжніми ( $LA$ ) коливаннями атомів  
 $w(r,t)$  – амплітуда модуляції (деформаційний потенціал)

**4)3)** Електрон – фононна взаємодія відбувається на хвильовому рівні із обов’язковим виконанням законів збереження енергії, хвильових векторів і кількості фононів:

$$E'_k = E_k \pm \hbar\omega_q, \bar{k}' = \bar{k} \pm \bar{q}, N'_q = N_q \mp 1, \quad (1.3)$$

де  $E, E'$  – енергії електрона,  $\bar{k}, \bar{k}'$  – хвильові вектори електрона,  $N_q, N'_q$  – кількості фононів до і після взаємодії, знаки  $\pm$  означають поглинання або народження фононів.

5)4) Взаємодія на хвильовому рівні та енергетичний обмін між електронами і фононами ефективні лише за умови, що довжини електронної і фононної хвиль у момент розсіювання близькі по значенням. Для середніх значень модулів хвильових векторів це означає, що  $\langle k \rangle \approx \langle q \rangle$ .

6)5) У разі збільшення кінетичної енергії електрона  $E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$  зовнішнім полем відповідно до умови, вказаної у п.4) повинні зростати і хвильовий вектор, і енергія фонона (рис.3), який приймає участь у розсіянні. Зростає і обмінна енергія електрон – фононної взаємодії  $\pm \hbar\omega_q$ .

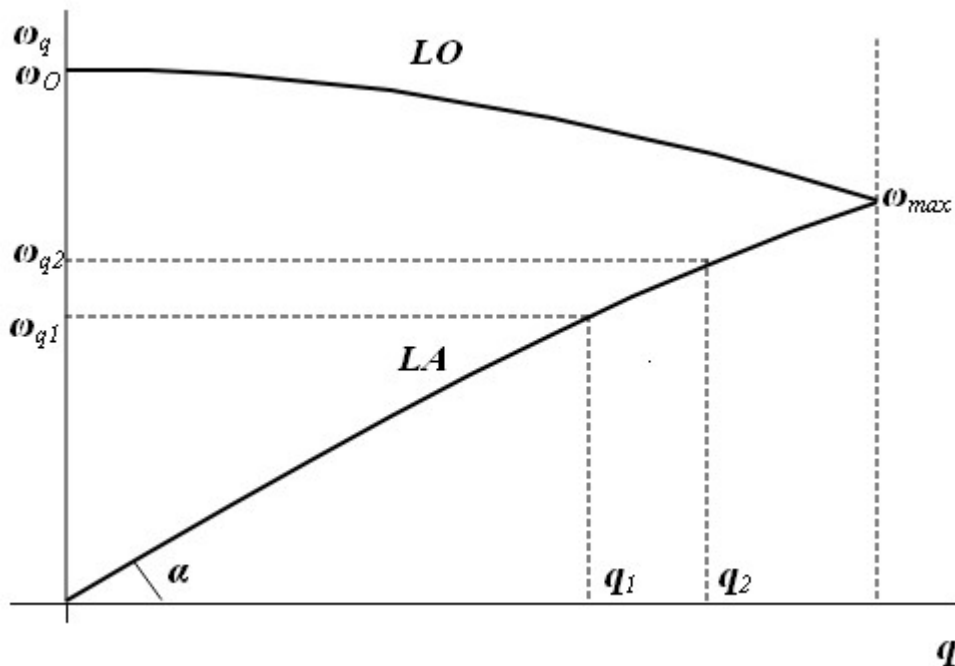


Рис. 3. Фрагмент спектру поздовжніх коливань типів LA та LO

### 1.3. Непружність розсіювання.

Закони збереження (1.3), що діють **в умовах термодинамічної рівноваги** між електронною і фононною системами (зовнішнє електричне поле відсутнє), мають обмінно-симетричний характер – ймовірності поглинання і народження фононів повинні бути однаковими  $W^- = W^+$  – умова пружності розсіювання.

За фізичним змістом ймовірності  $W^-, W^+$  це кількості зіткнень електронів і фононів з тим чи іншим наслідком протягом одної секунди – частота зіткнень. Середнє значення часу між зіткненнями  $\tau_\phi = W^{-1}$  **і цей час називається часом фононної релаксації**. Для прикладу, за температури 300 К частота зіткнень і час фононної релаксації мають такі значення:  $W \approx 10^{13}$  Гц,  $\tau_\phi = 10^{-13}$  с.

Визначальною особливістю  $\tau_f$  є те, що зі збільшенням енергії носіїв заряду час фононної релаксації зменшується, що означає посилення фононного розсіювання.

**Висновок: перебіг процесів фононного розсіювання у часовому вимірі характеризується часом фононної релаксації. Зі збільшенням енергії носіїв заряду фононне розсіювання посилюється.**

В ізотермічних умовах  $T_\phi = \text{const}$  і під дією зовнішніх силових полів електронна система виходить із стану термодинамічної рівноваги за рахунок зростання кінетичної енергії, але кількість матеріальних частинок - електронів не змінюється. Кількість квазічастинок у фононній системі  $N'_q = N_q \mp 1$  змінюється за рахунок їх поглинання і народження. У разі народження фонона ймовірність електрон-фононного зіткнення зростає, у разі поглинання – зменшується. Енергетичний обмін стає дещо асиметричним  $W^- > W^+$  – ймовірність народження фононів переважає їх поглинання:

$$W^+ \sim N_q \delta(E' - E + \hbar\omega_q), \quad W^- \sim (N_q + 1) \delta(E' - E - \hbar\omega_q), \quad (1.4)$$

де  $\delta$  - функції враховують закони збереження енергії (1.3).

Наявність і необхідність такої асиметрії для встановлення стаціонарної рівноваги обговорювалась у розділі 1.1.

Фононне розсіювання – масовий процес енергетичного обміну. Кожен електрон на одному зіткненні з фононом може або втратити, або отримати енергію  $\hbar\omega_q$ . Із урахуванням асиметрії енергетичного обміну (1.4), частка енергії електронів, яка трансформується у теплові коливання атомів  $\Delta E$ , становить:

$$\Delta E = \hbar\omega_q \frac{W^- - W^+}{W^- + W^+} = \hbar\omega_q \frac{(N_q + 1) - N_q}{(N_q + 1) + N_q} = \hbar\omega_q \frac{1}{2N_q + 1}; \quad (1.5)$$

– на одне зіткнення електрона і фонона з втратою енергії припадає  $2N_q + 1$  обмінних зіткнень;

де  $N_q$  – кількість атомних осциляторів із середньою енергією  $\hbar\omega_q$ :

$$N_q \approx \frac{k_B T}{\hbar\omega_q}, \quad (1.6)$$

де  $k_B T = 0,026 \text{ eV}$  за температури 300 K;

– частка енергії електронів  $\Delta E$  (1.5), яка йде на збільшення кількості фононів відносно її рівноважного значення (непружність фононного розсіювання), виявляється набагато меншою за їх повну енергію:

$$\Delta E \ll E_k; \quad (1.7)$$

– за умови (1.7) фононне розсіювання можна вважати **квазіпружним**:

$$E_k \approx E_{k'}. \quad (1.8)$$

**Висновок: співвідношення (1.4) – (1.8) характеризують енергетичний аспект електрон – фононної взаємодії.**

На відміну від майже незмінної повної енергії електрона, напрямок його хвильового вектора може змінитися на кут у межах від  $0$  до  $180^\circ$  (перше значення відсутність розсіювання, останнє значення – повне відбиття від дефекту). Відповідний діапазон зміни модулів має такий вигляд:

$$0 \leq q \leq 2k. \quad (1.9)$$

Такі значні зміни кутів між хвильовими векторами і їх модулів пов'язані з тим, що фоони – «важкі», малорухомі відносно електронів дефекти (еквівалентна «маса»



фонона  $m_\phi$  у 40...50 разів більша за масу електрона  $m_e^*$  в умовах однакових значень їх імпульсів, а повна швидкість електронів  $v_e$  щонайменше у 40...50 разів більша за швидкість фононів ( $v_{\text{фон}} = v_{ze}$ ).

**Висновок: співвідношення (1.8) та необхідність спів розмірності середніх значень  $\langle k \rangle \approx \langle q \rangle$  (1.9) характеризують координатний (просторовий) аспект фононного розсіювання.**

Для подальшого аналізу зручно перевести (1.5) у тригонометричну форму за допомогою формули Планка для розподілу квантових квазічастинок із нульовим спіном – фононів по енергетичним станам, позначивши  $x = \frac{\hbar\omega_q}{k_B T_\phi}$ :

$$\langle N_q \rangle = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega_q}{k_B T_\phi}} - 1} = \frac{1}{e^x - 1}, \quad (1.10)$$

де  $\langle N_q \rangle$  – середня кількість фононів із енергією  $\hbar\omega_q$ .

$$\Delta E = \hbar\omega_q \operatorname{th} \frac{x}{2} = \hbar\omega_q \operatorname{tg} \left( \frac{\hbar\omega_q}{2k_B T_\phi} \right). \quad (1.11)$$

Деякі критичні значення гіперболічного тангенсу:

$$\left\{ \begin{array}{ll} x \rightarrow 0 & \operatorname{tg} x \approx x, \quad \operatorname{tg} \frac{x}{2} \approx \frac{x}{2} \\ x \rightarrow 1 & \operatorname{tg} x \approx 0,92, \quad \operatorname{tg} \frac{x}{2} \approx 0,46 \end{array} \right\} \quad (1.12)$$

**Висновки по розділу 1.3: оцінка співвідношення енергій електрона і фонона із урахуванням не пружності фононного розсіювання показала, що за умов, коли теплова складова повної енергії  $E \approx k_B T_\phi$  є домінуючою ( $k_B T_\phi \gg \hbar\omega_q$ ), зміною енергії електрона можна нехтувати – квазіупруге фононне розсіювання.**

**У загальному ж випадку не пружність розсіювання є вирішальним фактором для досягнення стаціонарної рівноваги в умовах дії сильних зовнішніх полів.**

#### 1.4. Слабкі електричні поля.

На шляху вільного пробігу  $L_\phi$  у зовнішньому електричному полі із напруженістю  $\mathcal{E}$  електрон набуває енергію:

$$e\mathcal{E}L_\phi. \quad (1.13)$$

Рівновага між електронним та фононним газами суттєво не порушиться, якщо втрати енергії внаслідок фононного розсіювання (1.5) значно перевищують набуту у полі енергію (1.13), тобто:

$$\Delta E \gg e\mathcal{E}L_\phi. \quad (1.14)$$

У таких умовах можна вважати, що еквівалентна середній енергії електронного газу його температура  $T_e$  практично співпадає із  $T_\phi = \text{const}$  (ізотермічні умови):

$$T_e \approx T_\phi = \text{const}. \quad (1.15)$$

Наслідки співвідношень (1.14) та (1.15) такі:

– внесок дрейфової компоненти у повну швидкість електронів незначний:

$$v \approx v_T \gg v_{dp}; \quad (1.16)$$

– мобільність і концентрація електронів не залежать від напруженості електричного поля:

$$\mu = \frac{e\tau_\phi}{m^*} \neq f(\varepsilon), \quad n \neq f(\varepsilon). \quad (1.17)$$

*Загальним наслідком співвідношень (1.14), (1.15), (1.16) є незалежність питомої провідності від напруженості поля:*

$$\sigma = en\mu \neq f(\varepsilon). \quad (1.18)$$

Формула (1.18) є умовою застосування закону Ома у диференціальній формі:

$$\bar{j} = \sigma \bar{\varepsilon}. \quad (1.19)$$

Для подальшого аналізу зручно ввести безрозмірний параметр:

$$\xi = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta E}{k_B T_e}. \quad (1.20)$$

*Електричні поля, напруженість яких відповідає умові:*

$$\varepsilon_0 << \xi \frac{k_B T_e}{eL_\phi}, \quad (1.21)$$

*не порушують закон Ома у ізотермічних умовах і називаються слабкими (рис.4, слабкі поля).*

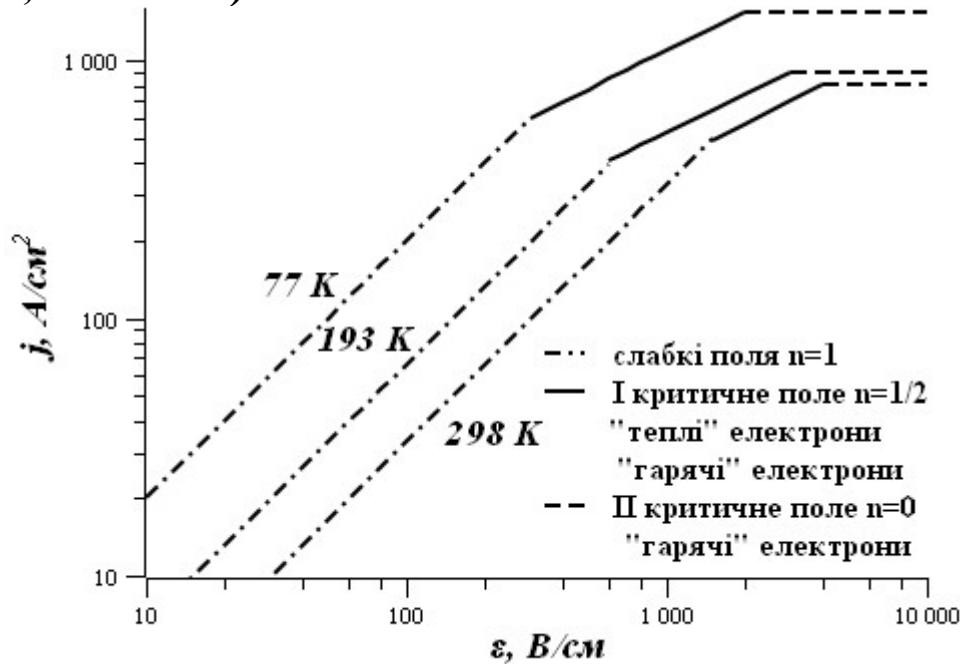


Рис.4. Залежність щільності струму від напруженості поля.

## 1.5 Розігрівання електронного газу. Перше критичне поле.

У міру зростання напруженості електричного поля енергія дрейфового руху за певної напруженості поля досягне рівня енергетичних втрат  $\Delta E$  і умову (1.21) неможливо буде виконати.

Критична напруженість електричного поля  $\varepsilon_1$  визначається із балансу енергій:

$$e \varepsilon_1 L_\phi = \Delta E. \quad (1.22)$$

Запишемо (1.22) як баланс потужностей:

$$e \varepsilon_1 \frac{L_\phi}{\tau_\phi} = e \varepsilon_1 v_{\partial p} = \xi \frac{k_B T_e}{\tau_\phi}. \quad (1.23)$$

Визначимо  $v_{\partial p}$  із (1.23):

$$v_{\partial p} = \xi v_T \frac{k_B T_e}{e \varepsilon_1 L_\phi}, \quad (1.24)$$

де  $v_T = \frac{L_\phi}{\tau_\phi}$  – теплова швидкість електронів.

За стандартним визначенням мобільності  $\mu = \frac{e \tau_\phi}{m^*}$  можна скласти ще одне рівняння для дрейфової швидкості:

$$v_{\partial p} = \varepsilon_1 \frac{e \tau_\phi}{m^*} = \varepsilon_1 \frac{e L_\phi}{m^* v_T}. \quad (1.25)$$

Маємо два рівняння: (1.24) та (1.25) з двома невідомими  $v_{\partial p}$  та  $\varepsilon_1$ .

Розв'язок відносно  $\varepsilon_1$ :

$$\varepsilon_1 = \frac{k_B T_e (2\xi)^{1/2}}{e L_\phi}. \quad (1.26)$$

Розв'язок відносно  $v_{\partial p}$ :

$$v_{\partial p} = \left(\frac{\xi}{2}\right)^{1/2} v_T \quad (1.27)$$

У процесі розв'язування рівнянь (1.24), (1.25) зроблена така заміна:

$$\frac{m^* v_T^2}{2} = k_B T_\phi.$$

Співвідношення (1.27) між дрейфовою і тепловою швидкостями електронів отримано за умови (1.15), але воно справедливе і у випадку, коли середня температура електронного газу перевищує середню температуру фононного.

Кількісна оцінка напруженості 1-го критичного поля  $\varepsilon_1$  за типовими для напівпровідників параметрами дає значення  $\varepsilon_1 \approx 5 \cdot 10^2 - 10^3$  В/см (рис. 4)

**Висновки:**

– електричні поля, напруженість яких перевищує перше критичне поле  $\varepsilon_1$  (1.26) називаються **сильними (рис.4, "теплі" електрони)**;

– явна залежність  $\varepsilon_1$  від температури **підтверджується експериментально (рис.4. "теплі електрони")**.

В міру зростання енергії електронів, отриманої від сильного поля, порушується енергетична рівновага між фононним та електронним газами, а саме: еквівалентна середня температура електронного газу  $T_e$  стає більшою за  $T_\phi$ , яка у ізотермічних умовах не залежить від напруженості поля. Наслідком цього буде **розігрівання електронного газу**.

Повна швидкість електронів тепер зростає як за рахунок теплової

$$v_{T_e} = \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m^*}}, \quad (1.28)$$

так і за рахунок дрейфової складової:

$$v_{dp} = e \frac{\tau_\phi \varepsilon}{m^*}. \quad (1.29)$$

**Вступають у дію закономірності:** зростають модулі хвильових векторів електронів і фононів. Для акустичних коливань типу LA це означає збільшення енергії  $\hbar\omega_q$  (рис.2). Зростають енергетичні втрати  $\Delta E$  (1.5), фононне розсіяння посилюється.

Посилення фононного розсіяння триватиме поки не встановиться нова стаціонарна рівновага:

$$e \varepsilon v_{dp} = \xi \frac{k_B T_e}{\tau_\phi} \quad (1.30)$$

Для сильного поля із напруженістю  $\varepsilon \geq \varepsilon_1$  дрейфова швидкість електронів у розігрітому електронному газі:

$$v_{dp} = e \frac{\tau_\phi \varepsilon}{m^*} = \frac{e L_\phi \varepsilon}{m^* (v_{T_e} + v_{dp})}. \quad (1.31)$$

Із рівнянь (1.28) та (1.29), знайдемо теплову швидкість електронів у розігрітому газі  $v_{T_e}$ , підставимо у (1.31) і запишемо формулу для  $v_{dp}$ :

$$v_{dp}^2 = \frac{e L_\phi (\xi/2)^{1/2} \varepsilon}{m^* (1 + (\xi/2)^{1/2})}. \quad (1.32)$$

Кількісний аналіз параметра  $\xi$  із використанням (1.10), (1.19):

– значення аргументу гіперболічного тангенсу лежать у межах 0,5 - 1, а відповідні значення  $th x$  у межах 0,45 – 0,8 (1.12);

– наслідок проведених оцінок:  $(\xi/2)^{1/2} \ll 1$ , що дозволяє спростити (1.32):

$$v_{dp} = \left[ \frac{e L_\phi (\xi/2)^{1/2}}{m^*} \right]^{1/2} \cdot \varepsilon^{1/2}. \quad (1.33)$$

Мобільність визначимо із (1.33):

$$\mu = \frac{v_{dp}}{\varepsilon} = \left[ \frac{e L_\phi (\xi/2)^{1/2}}{m^*} \right]^{1/2} \cdot \frac{\varepsilon^{1/2}}{\varepsilon} = \mu_0 \varepsilon^{-1/2}. \quad (1.34)$$

**Висновки по розділах 1.1 – 1.5:**

– у розігрітому електронному газі ( $T_e > T_\phi$ ) дрейфова швидкість (1.34) зростає пропорційно  $\varepsilon^{1/2}$  (рис.4, “теплі” електрони). Закон Ома не виконується;

– мобільність електронів спадає пропорційно  $\varepsilon^{-1/2}$ ;

– питома провідність спадає пропорційно  $\varepsilon^{-1/2}$  (рис. 5,  $n = -0,5$ ):

$$\sigma = en\mu = en\mu_0 \varepsilon^{-1/2}; \quad (1.35)$$

– щільність струму зростає пропорційно  $\varepsilon^{1/2}$ :

$$j = \sigma_0 \varepsilon^{-1/2} \cdot \varepsilon = \sigma_0 \varepsilon^{1/2}; \quad (1.36)$$

– загальний висновок: у розігрітому електронному газі ( $T_e > T_\phi$ ) (рис.4, “теплі” електрони,  $n = 0,5$ ), закон Ома не виконується.

Отримані закономірності базуються на тому, що у розігрітому електронному газі (“теплі” електрони) частина енергії, отримана від зовнішнього поля, витрачається на підтримку підвищеної середньої температури електронного газу відносно температури напівпровідника. Фононне розсіювання посилюється за рахунок зменшення часу фононної релаксації і саме це дає змогу встановитися стаціонарній рівновазі у сильному полі. На дрейфовий рух електронів, тобто на електричний струм, витрачається лише частина енергії зовнішнього поля, тому пряма пропорційність між щільністю струму і напруженістю поля порушується.

## 1.6 Друге критичне поле. Розсіювання на оптичних фононах.

Можливості досягнення стаціонарної рівноваги для акустичного фононного розсіювання закінчуються, коли енергія фононів досягає значення  $(\hbar\omega_q)_{max}$ . У разі перевищення цього значення стаціонарна рівновага може встановлюватися лише за рахунок розсіювання на оптичних фононах  $LO$  (рис.1).

Дані, наведені у табл.1, свідчать про те, що термічно збуджені оптичні фонони за температури 300 K практично відсутні. Електрони можуть збуджувати оптичні фонони, якщо їх енергія перевищить  $\hbar\omega_0$ . Але, на відміну від акустичного фононного розсіювання із відповідними законами (1.3), обмінної взаємодії не буде. Закон збереження енергії у таких умовах має вигляд:

$$E' = E - \hbar\omega_0. \quad (1.37)$$

Закон збереження енергії (1.37) характеризує **абсолютно не пружне розсіювання на оптичних фононах**.

Оптичні фонони мають ще одну особливість – це протифазні коливання атомів у межах елементарних комірок, тобто, тобто, **стоячі хвилі**.

Складемо баланс потужностей для другого критичного поля  $\varepsilon_2$ :

$$e \varepsilon_2 v_{dp} = \frac{\Delta E}{\tau_\phi} = \frac{v_{T\phi} \hbar\omega_0 \operatorname{tg}(\frac{\hbar\omega_0}{2k_B T_\phi})}{L_\phi}. \quad (1.38)$$

Дрейфова швидкість у полі  $\varepsilon_2$ :

$$v_{dp} = \frac{e\tau_\phi \varepsilon_2}{m^*} = \frac{eL_\phi \varepsilon_2}{m^* v_{T\phi}}. \quad (1.39)$$

Розв’язок рівнянь (1.38) та (1.39) відносно  $\varepsilon_2$ :

$$\varepsilon_2 = \frac{v_{T\phi} (m^* \hbar\omega_0 \operatorname{tg}(\frac{\hbar\omega_0}{2k_B T_\phi}))^{1/2}}{eL_\phi}. \quad (1.40)$$

Розв’язок рівнянь (1.38) та (1.39) відносно  $v_{dp}$ :

$$v_{dp} = \left( \frac{\hbar\omega_0 \operatorname{tg}(\frac{\hbar\omega_0}{2k_B T_\phi})}{m^*} \right)^{1/2}. \quad (1.41)$$

Кількісна оцінка аргументу гіперболічного тангенса у формулах (1.40), (1.41) із використання даних табл.1 та (1.12) для 300 K дає:

$$\frac{\hbar\omega_0}{2k_B T_\phi} \approx 1, \quad \operatorname{tg}(\frac{\hbar\omega_0}{2k_B T_\phi}) \approx 1. \quad (1.42)$$

Наслідком результатів кількісних оцінок (1.42) для дрейфової швидкості є те, що вона насичується на рівні:

$$v_{dp} = v_s = \left(\frac{\hbar\omega_0}{m^*}\right)^{1/2} \quad (1.43)$$

і перестає залежати від напруженості поля (рис.4, “гарячі” електрони,  $n = 0$ ).

### **Висновки по розділах 1.1 – 1.6:**

– в умовах розсіяння на оптичних фононах дрейфова швидкість у полях, напруженість яких більша другого критичного, насичується і перестає залежати від напруженості поля;

– із урахуванням (1.42), напруженість другого критичного поля:

$$\varepsilon_2 = \frac{v_{T\phi}(m^*\hbar\omega_0)^{1/2}}{eL_\phi}; \quad (1.44)$$

– кількісні оцінки другого критичного поля  $\varepsilon_2$  (1.44) та дрейфової швидкості (1.43) за типовими для ковалентних напівпровідників параметрами дають значення поля у межах  $10^3 - 10^4$  В/см, дрейфової швидкості  $v_s \approx (5 - 7) \cdot 10^6$  см/с ;

– мобільність електронів в умовах розсіяння на оптичних фононах спадає обернено пропорційно напруженості поля:

$$\mu = v_s/\varepsilon; \quad \mu \sim \varepsilon^{-1}; \quad (1.45)$$

– питома провідність в умовах розсіяння на оптичних фононах спадає обернено пропорційно напруженості поля (рис.5):

$$\sigma = \frac{env_s}{\varepsilon} en; \quad \sigma \sim \varepsilon^{-1}, \quad (1.46)$$

(експериментальне значення показника степеню  $-0,8$  на рис.5 замість теоретичного  $-1$  пов’язане із наявністю у  $p$ -Ge “важких” та “легких” дірок різної ефективної маси);

– щільність струму:

$$j = env_s = j_s = en(\hbar\omega_0/m^*)^{1/2} \sim \varepsilon^0 \quad (1.47)$$

в умовах розсіяння на оптичних фононах насичується і перестає залежати від напруженості поля (рис.4, “гарячі” електрони,  $n \approx 0$ ). – експериментальні залежності динамічних параметрів у сильних полях, наведені на рисунках 4 та 5, у цілому підтверджують результати теоретичних розрахунків.

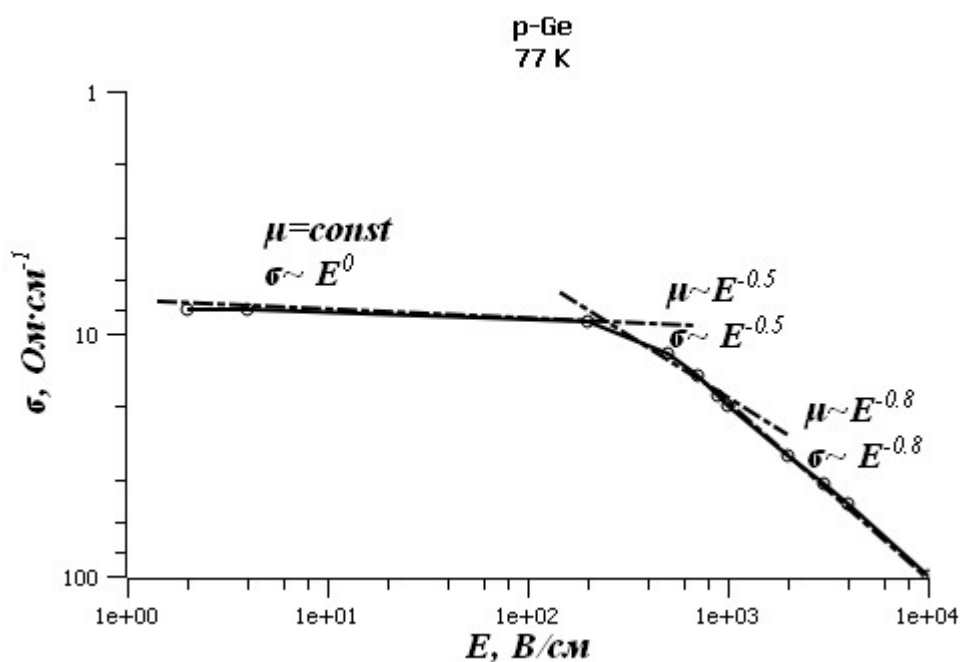


Рис.5. Залежність питомої провідності від напруженості поля.

## Контрольні питання для самоперевірки до розділу 1

1. Які ознаки того, що діюче зовнішнє електричне поле для даного напівпровідника сильне?
2. Аргументовано поясніть необхідність проводити визначення електрофізичних параметрів напівпровідника у ізотермічних умовах.
3. Чому у процесі досягнення стаціонарної рівноваги в умовах сильного електричного поля визначальне значення має розсіювання енергії електронів на акустичних фононах типу LA?
4. Поясніть з фізичної точки зору причину відхилення від закону Ома в умовах дії першого критичного поля («теплі» електрони).
5. Поясніть з фізичної точки зору причину насичення щільності струму у другому критичному полі («гарячі» електрони).
6. Запишіть та поясніть закон збереження енергії в умовах другого критичного поля і яка визначальна особливість розсіювання на фононах типу LO такий закон зумовлює.

## 2. КОНЦЕНТРАЦІЙНІ ЕФЕКТИ СИЛЬНОГО ПОЛЯ.

У попередніх розділах був розглянутий вплив сильного електричного поля на динамічні характеристики носіїв заряду у напівпровідниках. Водночас, сильне електричне поле може змінювати і концентрацію носіїв заряду у ізотермічних умовах.

### 2.1. Ударна іонізація.

Спостерігається у електричних полях  $10^5 - 10^6$  В/см (температура 300 К). Такі поля можна створити лише у межах просторового заряду  $p - n$  – переходу, де незначна кількість вільних носіїв заряду.

Електрон, кінетична енергія якого сягає рівня

$$E_i \geq 1,5E_g, \quad (1.48)$$

здатний ударно іонізувати валентний зв'язок, створюючи електронно – діркову пару. Первинний електрон, енергія якого складається із декількох квантів  $1,5E_g$ , може створити відповідну кількість вторинних електронно – діркових пар (лавинна ударна іонізація) (рис. 6).

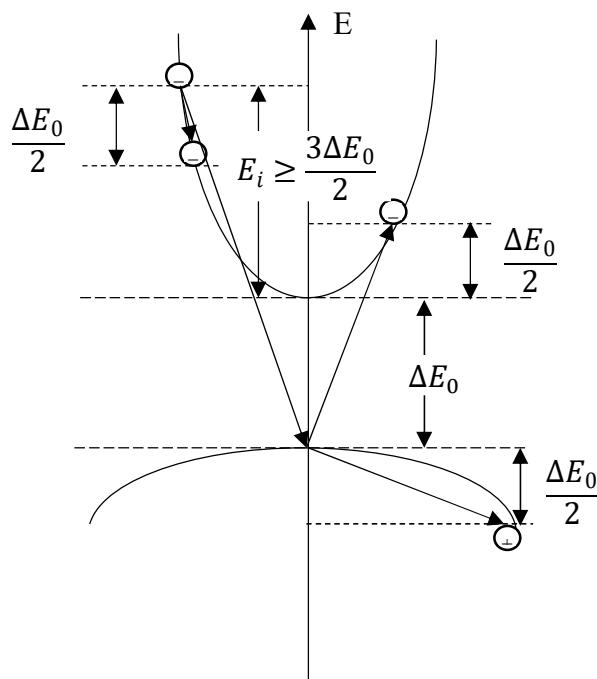


Рис. 6. Енергетична діаграма механізму ударної іонізації

У найпростішому випадку – один електрон створює одну електронно – діркову пару (знак рівності в умові (1.48) – енергія первинного електрона  $E_i$  рівномірно розподіляється між двома електронами і діркою по  $\frac{E_g}{2}$  на кожного.

Можливі два механізми набору енергії  $E_i$  – дрейфовий і дифузійний. Який із механізмів буде домінуючим залежить від довжини вільного пробігу електронів під час розсіяння на оптичних фононах  $L_{of}$ . У таблиці 2 наведені значення  $E_i$  та  $L_{of}$  для деяких напівпровідників.



У відносно слабких полях ( $\epsilon_1 < \epsilon < \epsilon_2$ ), але значній довжині вільного пробігу (15 – 20 постійних кристалічної структури), енергія ударної іонізації набирається на шляху  $L_i < L_{of}$ , і розсіяння на оптичних фононах не відбувається (рис. 7).

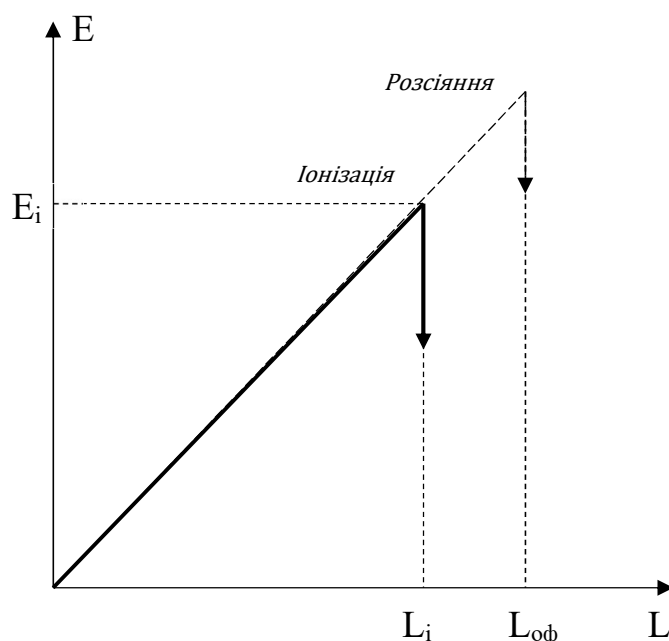


Рис.7. Дрейфовий механізм набору енергії для ударної іонізації

У сильних полях ( $\epsilon \gg \epsilon_2$ ) за малої довжини вільного пробігу ( $e\epsilon L_{of} \gg \hbar\omega_0$ ) енергія електронів може зростати, незважаючи на багаторазову втрату  $\hbar\omega_0$  у моменти народження оптичного фонона (рис.8) аж до досягнення значення  $E_i$ .

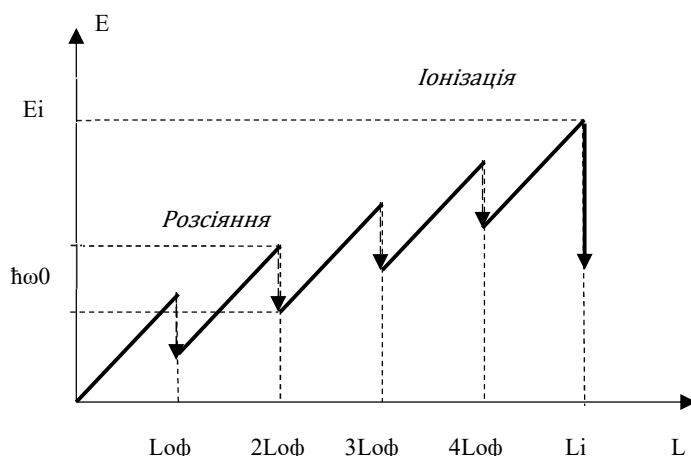


Рис.8. Дифузійний механізм набору енергії для ударної іонізації

У *Ge* і *Si* в основному дрейфовий механізм набору енергії іонізації. У  $n^+$  – та  $p^+$  – *Si* спостерігається дифузійний механізм ( $L_i > L_{of}, \epsilon \geq 5 \cdot 10^5$  В/ см).

Фононне та іонне розсіяння у діапазоні криогенних температур (5 – 20 К) настільки послаблюється, що ударна іонізація донорів і акцепторів спостерігається навіть у полях 5 – 10 В/см. Цьому сприяє мала енергія іонізації домішок ( $E_i \leq 0,01$  еВ), висока мобільність – майже на 2 порядки вища мобільності за температури 300 К. Для

прикладу, на рис.9 показана залежність щільності струму від напруженості поля у  $n$ -Ge ( $T= 4,2$  K). У електричному полі  $\geq 5$  В/см щільність струму зростає на 8 – 10 порядків. Такий значний стрибок струму можна називати фазовим переходом діелектрик – напівпровідник, стимульованим електричним полем. У фізичних дослідженнях ефект використовується для збільшення кількості носіїв заряду без участі термоіонізації.

Таблиця 2

Напівпровідник	$n - Ge$	$n^+ - Si$	$p^+ - Si$	$n - GaAs$ $p - GaAs$
$E_i$ , eV	1	3	5	4
$L_{of}$ , Å	100	75	55	58

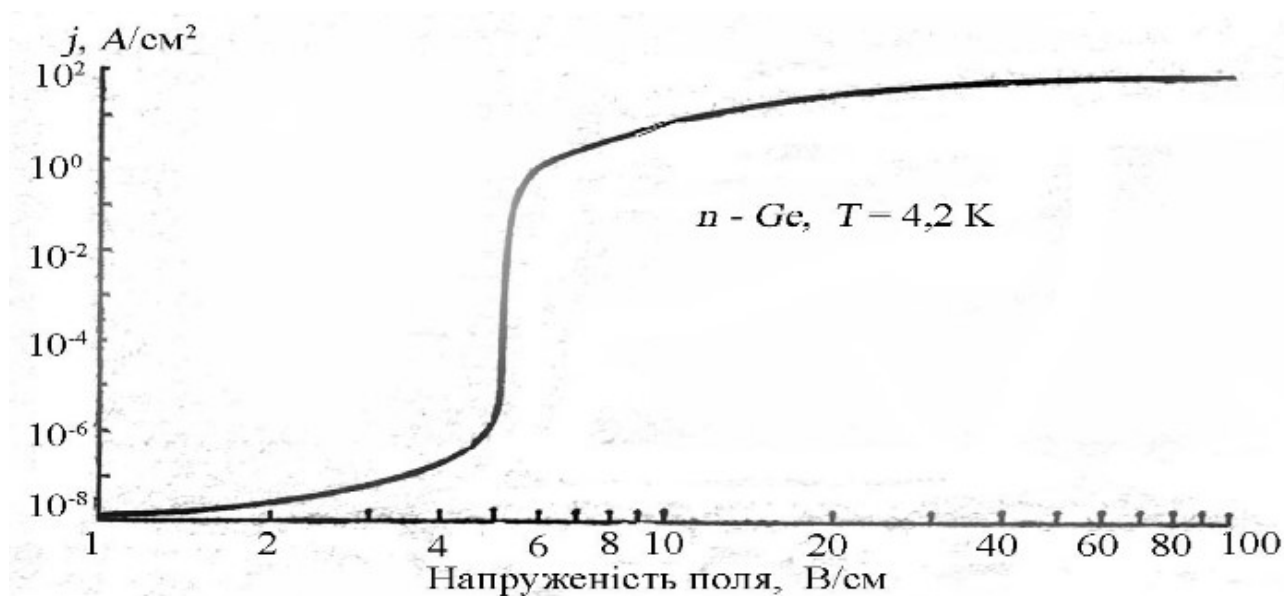


Рис.9. Ударна іонізація в германії за кріогенних температур

## 2.2. Тунельний ефект

Ізоенергетичне тунелювання через заборонену зону можна спостерігати у дуже сильних полях  $\varepsilon \geq 10^6$  В/см за рахунок нахилу енергетичних зон.

У відсутності зовнішнього поля заборонена зона – енергетичний бар'єр, що має висоту  $E_g$  і необмежену ширину  $\Delta x \rightarrow \infty$ . Тунельний перехід через такий бар'єр неможливий (рис.10(a)).

У зовнішньому електричному полі  $\varepsilon = -\frac{d\varphi(x)}{dx}$  до повної енергії електронів  $E$  додається потенціальна енергія поля  $-e\varphi(x)$ . Наслідками цього є нахил енергетичних зон і трикутний бар'єр обмеженої ширини  $\Delta x$  і висотою  $E_g$  (рис.10(б)).

Із умови балансу енергій  $e\varepsilon\Delta x = E_g$  знаходимо залежність ширини бар'єру  $\Delta x$  від напруженості поля:

$$\Delta x = \frac{E_g}{e\varepsilon} \quad (1.49)$$

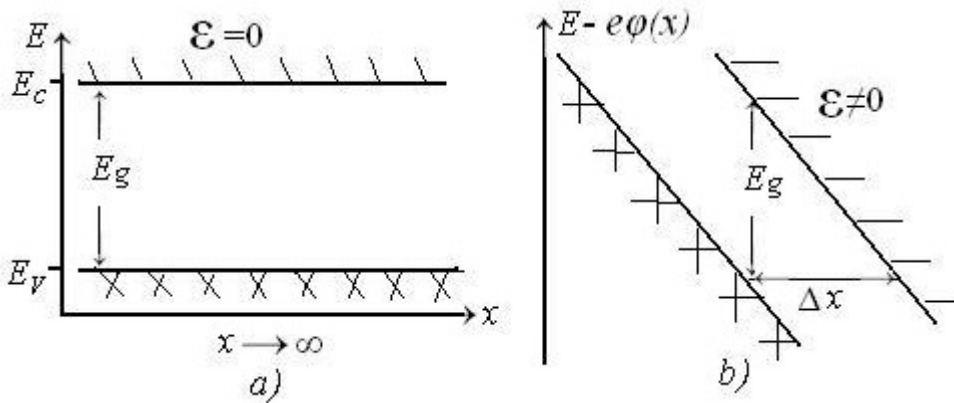


Рис.10. Енергетична діаграма напівпровідника у відсутності зовнішнього поля (a). Утворення потенціального бар'єру кінцевої ширини  $\Delta x$  (b)

Квантова механіка для імовірності тунелювання (прозорості) у залежності від висоти, ширини бар'єру та ефективної маси електрона дає таку закономірність:

$$W \sim e^{-A\sqrt{2m^*E_g}\Delta x}, \quad (1.50)$$

де у  $A$  зібрані значення констант.

Підставивши (1.49) у (1.50), отримаємо для імовірності тунелювання:

$$W \sim e^{-A\sqrt{2m^*}\frac{E_g^{3/2}}{\varepsilon}}, \quad (1.51)$$

Імовірності (частоти) тунельних переходів (кількість переходів за одиницю часу) із валентної зони у зону провідності і навпаки однакові, але кількість електронів у валентній зоні набагато більша, ніж у зоні провідності, тому домінуючими будуть переходи у зону провідності.

На рис.11 співставленні частоти тунельних переходів для *Ge*, *Si* і *GaAs* у залежності від напруженості поля.

Спираючись на закономірність (1.51) в умовах однакової для вказаних матеріалів напруженості поля, робимо порівняльний аналіз:

- у *Ge* частота переходів більша ніж у *Si* за рахунок відносно малої ширини забороненої зони і ефективної маси електронів;
- у *GaAs* частота переходів більша ніж у *Si* за рахунок майже на порядок меншої ефективної маси електронів;
- у *Ge* частота переходів більша ніж у *GaAs* за рахунок удвічі меншої ширини забороненої зони.

Електричні поля із напруженістю  $\varepsilon \geq 10^6$  В/см можуть утворюватися лише у зонах просторового заряду  $p^+ - n^+$  - переходів.

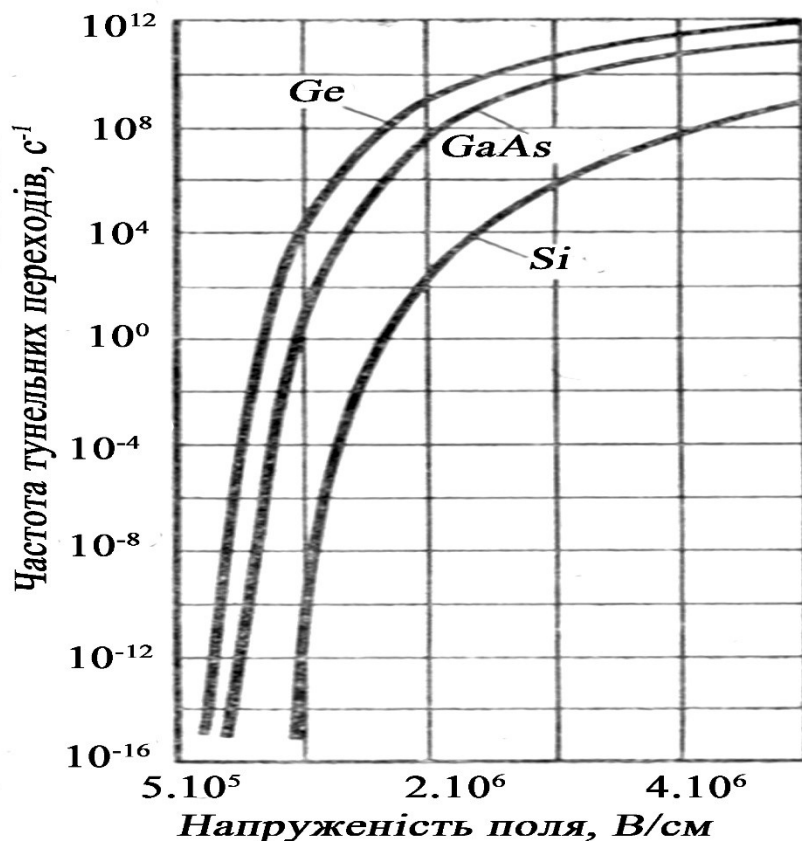


Рис.11. Залежність частоти тунельних переходів від напруженості поля для деяких напівпровідників

### 2.3. Термоелектронна іонізація (ефекти Френкеля і Пуля)

У випадках часткової іонізації донорів (низькі температури і "мілкі" донори або високі температури і "глибокі" донори) зовнішнє електричне поле може збільшувати імовірність термоіонізації донорів.

На рис.12(пунктирні лінії) зображена потенціальна діаграма у зоні неіонізованого донора без зовнішнього електричного поля. Енергія теплового руху  $k_B T < \Delta E_d$  і недостатня для звільнення електрона. Умовою звільнення електрона є  $U(x) > 0$ . Потенціальне поле донора можна вважати квазікулонівським.

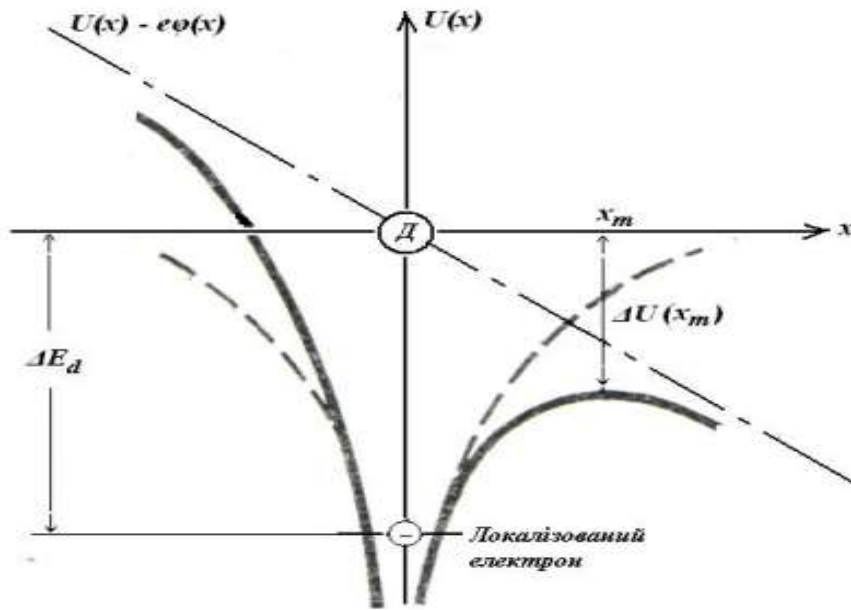


Рис.12. Потенціальна енергія у зоні неіонізованого донора без поля (пунктир). За наявності поля (суцільні лінії) енергія іонізації донора зменшується на  $\Delta U(x_m)$

Зовнішнє електричне поле змінює потенціальну діаграму у зоні донора, як це показано на рис.12(суцільні лінії). Спільне потенціальне поле тепер має вигляд:

$$U(x) = -e\epsilon x - \frac{e^2}{(\epsilon\epsilon_0 x)_{\epsilon=0}}, \quad (1.52)$$

де  $e\epsilon x$  - потенціальна енергія, внесена зовнішнім полем  $\epsilon$ ;  $\epsilon\epsilon_0$  - діелектрична проникність напівпровідника.

У точці  $x_m$  маємо екстремум  $U(x)$ , умовою якого є :

$$\frac{dU(x)}{dx} = -e\epsilon + \frac{e^2}{(\epsilon\epsilon_0 x_m)^2} = 0. \quad (1.53)$$

Із (1.53) знаходимо координату екстремуму  $\Delta U(x_m)$ :

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{\epsilon\epsilon_0 \epsilon}}. \quad (1.54)$$

Після підстановки (1.54) у (1.52) можна визначити зменшення кулонівського потенціалу  $\Delta U(x_m)$ :

$$\Delta U(x_m) = U(x_m) - \frac{e^2}{\epsilon\epsilon_0 x_m \sqrt{\frac{e}{\epsilon\epsilon_0 \epsilon}}} = -\sqrt{\frac{e^3 \epsilon}{\epsilon\epsilon_0}}. \quad (1.55)$$

**Висновок:** зменшення потенціального бар'єру  $\Delta U(x_m)$  пропорційне  $\sqrt{\mathcal{E}}$ .

Імовірність термоіонізації  $W_i$  і питома провідність  $\sigma$  тепер стають залежними від напруженості поля:

$$W_i \sim e^{\frac{-\Delta(x_m)}{k_B T}}; \sigma \sim e^{\frac{-A\sqrt{\mathcal{E}}}{k_B T}}, \quad (1.56)$$

де у  $A$  зібрані значення констант, які є у (1.56).

**Висновки:** однією із необхідних умов для ефекту Френкеля є та, що кількість неіонізованих донорів повинна суттєво перевищувати кількість вільних електронів;

–закономірності типу (1.56) (ефект Френкеля) та  $\sigma \sim e^{\frac{-A\sqrt{\mathcal{E}}}{k_B T}}$ , (ефект Пуля) спостерігаються у напівпровідникових сполуках (переважно оксидах та халькогенідах). Для прикладу, на рис.13 наведені залежності питомої провідності від напруженості електричного поля для сполук  $V_2O_5$  (ефект Пуля) та  $Sb_2S_3$  (ефект Френкеля);

– основним джерелом енергії для подолання потенціального бар'єру між локалізованим станом електрона і вільним є енергія теплового руху, електричне поле лише зменшує цей бар'єр.

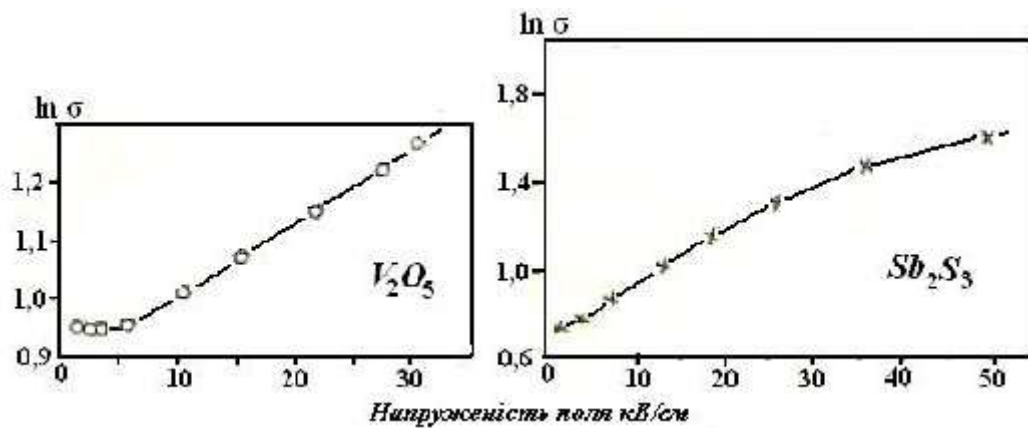


Рис. 13 Ефект Пуля  $V_2O_5$  та Френкеля  $Sb_2S_3$

## Контрольні питання для самоперевірки до розділу 2

1. Подайте перелік концентраційних ефектів, які збільшують концентрацію носіїв заряду за рахунок енергії зовнішнього електричного поля.
2. Які передумови необхідні для ударної іонізації валентних електронів?
3. Яку мінімальну кінетичну енергію повинен мати електрон для створення одної електронно – діркової пари та як розподіляється його енергія?
4. Які можливі механізми набору мінімальної енергії та якими параметрами напівпровідникового матеріалу вони визначаються?
5. Які особливості має ударна іонізація у діапазоні криогенних температур?
6. Якої висоти і ширини потенціальний бар'єр між валентною зоною і зоною провідності у напівпровідника за відсутності зовнішнього електричного поля?
7. Як зовнішнє електричне поле впливає на розміри потенціального бар'єра?
8. Як і у якій закономірності параметри напівпровідника і напруженість електричного поля впливають на ймовірність тунелювання (прозорість) бар'єра?
9. Чому тунельні переходи через заборонену зону переважно спрямовані із валентної зони у зону провідності?
10. Якого порядку напруженості електричних полів необхідні для ефективного тунелювання через заборонені зони порядку 0,5–1,5 eV? Як таких напруженостей можна досягти?
11. За яких передумов електричне поле може збільшувати ймовірність термоелектронної іонізації донорів?
12. Яким повинно бути співвідношення між концентраціями неіонізованих донорів і вільних власних носіїв заряду, щоб ефект впливу електричного поля на питому провідність можна було кількісно визначити?
13. Які відомі типи функціональних залежностей провідності від напруженості поля?
14. І тунельний ефект, і термоелектронна іонізація мають практично однаковий зовнішній прояв. Як їх розрізняти?

## ВИСНОВКИ

**Вплив сильного електричного поля** на динамічні характеристики носіїв заряду та їх концентрацію у напівпровідниках **можна спостерігати і вивчати лише в ізотермічних умовах** – теплота Джоуля, яка супроводжує струм, повинна повністю розсіюватися у зовнішнє середовище.

1. **Зовнішній прояв сильного електричного поля** – відхилення від закону Ома.

2. **Слабкими** вважаються електричні поля, для яких енергія, передана носіям заряду, значно менша енергетичних втрат на розсіяння на подовжніх акустичних фонах. Електричний струм у таких умовах прямо пропорційний напруженості поля. Діє закон Ома.

3. Відхилення від закону Ома починаються з моменту, коли енергія, передана носіям заряду від поля, перевищує енергетичні втрати за рахунок розсіяння. Такі поля називаються **сильними**.

4. Напруженість поля, з якої починаються зміни динамічних параметрів носіїв заряду, отримала назву **перше критичне поле**. У кількісному вимірі для ковалентних і подібних до них напівпровідників напруженості першого критичного поля лежать у межах  $10^4 - 10^5$  В/см.

5. **Стаціонарна рівновага у полях, більших першого критичного, означає рівність отриманої від поля енергії і розсіяної на фонах**. Досягається така рівність за рахунок того, що енергетичні втрати за рахунок розсіяння на акустичних фонах зростають в міру зростання енергії електронів, час фононної релаксації і мобільність зменшуються і, тим самим, зменшують отриману від поля енергію.

6. Енергія сильного поля розділяється на дві частини – одна підтримує посилене фононне розсіяння, інша – дрейфовий рух, тобто електричний струм.

7. Зменшення енергії дрейфового руху порушує пряму пропорціональність між струмом і напруженістю поля. Залежності мобільності і провідності від поля тепер мають вигляд  $\mu, \sigma \sim \varepsilon^{-1/2}$ , струму  $j \sim \varepsilon^{1/2}$ , **закон Ома не виконується**. Електронний газ стає „теплим”.

8. Посилення акустичного фононного розсіяння обмежене максимальною енергією цих фононів  $\hbar\omega_{max}$ . По досягненні і перевищенні цієї енергії **електрони починають збуджувати оптичні фоони, вступає у дію абсолютно не пружне розсіяння на оптичних фонах**.

9. Напруженість поля, необхідна для переходу на оптичне фононне розсіювання, називається **другим критичним полем  $\varepsilon_2$** . У кількісному вимірі напруженості другого критичного поля лежать у межах  $10^5 \dots 10^6$  В/см.

10. Абсолютно не пружне оптичне фононне розсіяння означає, що електрони **лише генерують оптичні фоони, які є стоячими хвилями, і самі втрачають гуртову швидкість**. Мобільність і питома провідність у таких умовах зменшуються обернено пропорційно напруженості електричних полів  $\varepsilon \geq \varepsilon_2$ . Густина струму у таких полях насичується  $j \sim \varepsilon^0$  і перестає залежати від поля. Електронний газ стає „гарячим”.



11. Енергія електронів у електричному полі може досягти і перевищити *енергію ударної іонізації валентних зв'язків*  $E_i \geq 1,5E_g$ . У кількісному вимірі це поля з напруженістю  $> 10^5 - 10^6$  В/см, які для напівпровідників можна створити лише у області просторового заряду  $p - n$  – переходу.

12. Кожен первинний електрон із енергією  $E_i \geq 1,5E_g$  *створює щонайменше одну електронно – діркову пару*. Початкова енергія рівномірно розподіляється між трьома носіями – два електрони і дірка.

13. Сильне зовнішнє поле може створити умови для *тунельних переходів електронів із валентної зони у зону провідності*.

14. Потенціальна енергія зовнішнього поля, складаючись із потенціальною енергією кристала, нахилиє енергетичні зони, утворюючи трикутний енергетичний бар'єр між зонами висотою  $E_g$  і з обмеженою шириною, прозорість якого залежить від напруженості поля. *Ізоенергетичне тунелювання через такий бар'єр має зовнішній прояв – збільшення концентрації вільних носіїв заряду без участі термоіонізації*.

15. Концентраційні ефекти спостерігаються у напівпровідниках із незначною іонізацією донорів за умови  $k_B T < \Delta E_d$ . *Потенціал зовнішнього поля, складаючись із квазікулонівським потенціалом у зоні донорів, зменшує потенціальний бар'єр між локалізованими і вільними станами електронів і тим стимулює інтенсивну термоіонізацію. Зовнішні прояви ефектів – експонентні залежності провідності від напруженості поля  $\sigma \sim e^{\frac{-A\sqrt{\varepsilon}}{k_B T}}$ , – ефект Френкеля або  $\sigma \sim e^{\frac{-A\hat{\varepsilon}}{k_B T}}$ , ефект Пуля.*

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Фізичне матеріалознавство: навч. посіб./ Ю.М. Поплавко, В.І. Ільченко, С.О. Воронов, Ю.І. Якименко. – К.: НТУУ «КП», 2011. – Ч.4. Напівпровідники.
2. Киреев П. С. Физика полупроводников, Учеб. пособие для ВТУЗОВ, (2-е изд.) М., «Высш. школа», 1975.
3. К. Зеегер. Физика полупроводников. Изд.»МИР». 1977.
4. Бонч\_Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. Учеб. пособ. для вузов -2-е изд.,- М.; Наука. 1990